Über den Einfluß des Homogenitätsgrades einer Röntgenstrahlung auf die Tiefendosis bei Oberflächen- und Tiefentherapiestrahlungen.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn

von

HELMUT NEERFELD

aus Essen.

1 9 NOLTE 39

DISSERTATIONS-VERLAG G. H. NOLTE DÜSSELDORF

1. Berichterstatter: Prof. Dr. L. Grebe
2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Schmitz

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

MEINEN ELTERN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546405_0056

Einleitung.

Für die therapeutische Anwendung der Röntgenstrahlen ist es wichtig, ein Maß für die biologische Wirksamkeit an jeder Stelle des durchstrahlten Gewebes zu finden, um festzustellen, wie die biologischen Wirkungen von den Bestrahlungsbedingungen abhängen.

Die biologischen Wirkungen der Röntgenstrahlen sind einer unmittelbaren Messung nicht zugänglich. Man muß deshalb ein physikalisches Dosimeter suchen, dessen Angaben der zur Wirkung kommenden absorbierten Energie, d. i. der effektiven Energie im Gewebe oder der Gewebsdosis, im ganzen Bereich therapeutisch verwendeter Strahlen proportional sind. Die z. Zt. genaueste Meßmethode bedient sich der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen auf Luft. Sie erfüllt die wichtige Forderung, daß die Absorptionskoeffizienten des Reagenzkörpers (Luft) und des Gewebes annähernd proportional sind. Ob ihre Empfindlichkeitsfaktoren, d. h. die Bruchteile der absorbierten Energie, die jeweils für die sichtbare Reaktion verwendet werden, ebenfalls parallel gehen, muß durch biologische Versuche entschieden werden. Nach Holthusen und Braun (6) scheint das zumindest für einen großen Wellenlängenbereich der Fall zu sein. Wir werden uns daher nur für die Ionisationswirkungen der Röntgenstrahlen auf Luft interessieren.

Die prozentuale Verteilung der Gewebsdosen bei gegebener geometrischer Anordnung ist unabhängig von der Röhrenstromstärke und damit von der Quantität der Röntgenstrahlung, sie hängt aber ab von den übrigen Erzeugungsbedingungen: Röhrenspannung, Antikathodenmaterial, Filtermaterial, Filterdicke, also der Qualität der Strahlung.

Ein für die therapeutische Praxis geeigneteres Maß der Strahlenqualität gewinnt man jedoch, wenn man von der Schwächung der Röntgenstrahlung durch Absorption und Streuung in einem Standardmaterial, z. B. Al oder Cu, ausgeht, also den Intensitätsverlauf I(x) in Abhängigkeit von der Filterdicke x bestimmt.

Bezeichnen wir die Kurve der spektralen Energieverteilung mit $f(\lambda)$ und die variable Filterdicke mit x, so zeigt die Schwächungskurve annähernd den Verlauf

$$I(x) = N \int f(\lambda)\, e^{-(a\lambda^3 + b)\, x}\, d\lambda \quad ,$$

wobei wir davon absehen, daß die Konstanten a und b sich bei den im langwelligen Teil des Spektrums liegenden Absorptions-

grenzen sprunghaft ändern. N soll ein Normierungsfaktor sein, der die Bedingung

$$I(0) = 100$$

erfüllt. Das ist immer möglich, da I(x) der Stromstärke proportional ist. Im Falle einer homogenen Röntgenstrahlung (sehr schmales Frequenzband) hängt log I linear von x ab. Wir können dann also die Röntgenstrahlung statt durch den einen λ-Wert auch durch $\frac{d \log I}{dx}$, d. h. durch den konstanten Schwächungskoeffizienten μ charakterisieren. Bei einer heterogenen Strahlung dagegen hängt der Verlauf von I bzw. log I sehr von der spektralen Intensitätsverteilung $f(\lambda)$ ab und läßt sich nicht durch eine einzige Zahl charakterisieren. Wir haben also scheinbar die endlich vielen Angaben über die Erzeugungsbedingungen zu ersetzen durch unendlich viele Angaben über die Gestalt dieser Schwächungskurve.

Nun sind die Kurven $f(\lambda)$ bekanntlich alle von ähnlicher Gestalt und damit auch die I(x). Die Kurven log I (x) beginnen alle wegen des Normierungsfaktors N bei dem Wert log I(0) = 2 und streben für große x monoton gegen $-\infty$, wobei ihre Tangenten jeweils vom „Isohomogenitätspunkt" ab praktisch konstante Werte annehmen, d. h. die Taylorentwicklung von log I an der Stelle x = 0 würde praktisch nach wenigen Gliedern abbrechen. Meßtechnisch wäre allerdings die Ermittlung etwa der ersten beiden Differentialquotienten an der Oberfläche des Filters ein ungenaues Verfahren, da man sehr geringe Intensitätsunterschiede bei sehr dünnen Filtern messen müßte. Deshalb beschreibt man die Absorptionskurven nicht durch ihre Eigenschaften an der Stelle x = 0, sondern in erster Annäherung durch die der Gleichung I(x) = 50 entsprechende Filterdicke x, die sog. Halbwertschicht (HWS) der betreffenden Röntgenstrahlung in Cu bzw. dem verwendeten Filtermaterial. Die Absorptionskurven verschiedener Röntgenstrahlungen gleicher HWS in Cu zeigen bereits so geringe Unterschiede, daß für therapeutische Zwecke im allgemeinen die Kenntnis dieser einen Zahl genügt.

Der Homogenitätsgrad.

Mit der Steigerung der Genauigkeit in der Meßmethodik erhebt sich die Frage, ob die Charakterisierung der Röntgenstrahlen durch die HWS allein tatsächlich nur belanglose Unterschiede in den Tiefendosen zur Folge hat oder ob nicht doch eine zweite Größe berücksichtigt werden muß. Diese müßte den Grad der Homogenität der Strahlung angeben. Von den vielen verschiedenartigen Definitionen zur Kennzeichnung des heterogenen Charakters der technischen Röntgenstrahlen wurde die von Christen vorgeschlagene Größe $h = \frac{HWS_2}{HWS_1}$ von der Normenstelle der Deutschen Röntgengesellschaft als Maß für den Grad der Homogenität

festgelegt. HWS_1 ist die bisher besprochene HWS, HWS_2 ist die Lösung der Gleichung

$$I(HWS_1 + x) = 25,$$

also die HWS der durch die HWS_1 vorgefilterten Strahlung.

Zeichnen wir die Absorptionskurven verschiedener Strahlungen gleichen Homogenitätsgrades im Abszissenmaßstab ihrer jeweiligen HWS, so müssen sie sich definitionsgemäß in 3 Punkten schneiden, nämlich bei $x = 0$, $x = HWS_1$ und $x = HWS_1 + HWS_2$; tatsächlich decken sie sich aber nach Holthusen (6) innerhalb der Genauigkeit der Meßmethode in ihrem ganzen Verlauf. Die Angabe von HWS und h legt also die Strahlung für unseren Zweck eindeutig fest. Es besteht eine umkehrbar eindeutige Beziehung zwischen HWS und h einerseits und max. Röhrenspannung und Filterdicke andererseits (Qualitätsdiagramm).

Die Unterschiede in den Tiefendosen bei Strahlungen gleicher HWS aber verschiedenen Homogenitätsgrades betrugen bei Messungen von Matthes (12) und Lohmann (11) im Bereich 100—190 kV in größeren Tiefen des Wasserphantoms bis zu ca. 20%.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Feststellung der Tiefendosiskurven in Abhängigkeit von der HWS mit h als Parameter

1. bei weichen bis mittelharten Strahlen:
   30—100 kV (Oberflächentherapie)
2. bei mittelharten bis harten Strahlen:
   100—180 kV (Tiefentherapie).

Das Wasserphantom.

Abgesehen von den Schwierigkeiten, die sich bei Tiefendosismessungen an der Leiche ergeben, ist es zur Aufstellung von Tabellen zweckmäßiger, die Tiefendosen in einem homogenen Ersatzmedium zu bestimmen, das sich in Bezug auf Absorption und Streuung ähnlich verhält wie Körpergewebe. Es lassen sich dann die Meßbedingungen leichter reproduzieren und es können unabhängig voneinander ausgeführte Messungen miteinander verglichen werden.

Zur Ermittlung der Dosisverteilung im Körpergewebe ist Wasser ein guter Ersatz. Paraffin, das wegen seines festen Aggregatzustandes ebenfalls gern als Phantommaterial benutzt wird, stimmt in seiner Dichte nicht so gut mit dem menschlichen Körper überein und gibt nach neueren Messungen von Quimby und Arneson (17) durchweg zu hohe Werte, die in größeren Tiefen bis zu 34% über denen von Wasser liegen.

Inwieweit Wasser in Bezug auf die Umwandlung von Röntgenstrahlenenergie dem menschlichen Körper gleichwertig ist, geht aus dem Vergleich der Massenschwächungskoeffizienten hervor.

Nach Küstner (10) ist in dem für die Praxis wichtigen Wellenlängenbereich für

Blut	μ/ϱ	=	$2{,}5\ \lambda^3 + 0{,}18$
Fettgewebe		=	$1{,}6\ \lambda^3 + 0{,}18$
Muskeln		=	$2{,}2\ \lambda^3 + 0{,}18$
Knochen		=	$11\ \lambda^3 + 0{,}18$
Wasser		=	$2{,}5\ \lambda^3 + 0{,}18.$

Neuere Messungen von Trübestein (20) haben ergeben für

Blut	$\mu/\varrho = 2{,}700\ \lambda^{3{,}200} + 0{,}220\ f(\lambda)$
mageres quergestreiftes Muskelgewebe	$= 2{,}500\ \lambda^{3{,}200} + 0{,}220\ f(\lambda)$
Unterhautzellgewebe mit 7,7% H_2O	$= 1.142\ \lambda^{3{,}018} + 0{,}2224\ f(\lambda)$
Unterhautzellgewebe mit 42 % H_2O	$= 2{,}0165\ \lambda^{2{,}964} + 0{,}2153\ f(\lambda)$
Wasser	$= 2{,}500\ \lambda^{3{,}200} + 0{,}220\ f(\lambda)$

$$\text{mit } f(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{0{,}0484}{\lambda}}$$

Olson (16) erhält jedoch für H_2O $\mu = 4{,}45\ \lambda^3 + 0{,}35$ und Richtmyer (19) findet hierfür gar kein λ^3-Gesetz. Nach den vergleichenden Messungen ist aber H_2O für Oberflächentherapiestrahlungen ein brauchbares Phantom, wenn es sich um wasserreiches Unterhautzellgewebe handelt. In der Tiefentherapie, wo es hauptsächlich auf den gestreuten Anteil ankommt, ist H_2O ein gut geeignetes Phantom.

In dieser Arbeit wurde dest. Wasser als Phantom benutzt. Der Behälter, dessen Ausmaße so gewählt werden müssen, daß die Streuverhältnisse ähnlich liegen wie bei der Bestrahlung des menschlichen Körpers, war ein 20.20.30 cm^3 großer Zelluloidkasten mit einer Wandstärke von 2 mm.

Die Ionisationskammer.

Von einer kleinen Ionisationskammer verlangt man vor allen Dingen, daß ihre Empfindlichkeit im Bereich der verwendeten Röntgenstrahlen keinen Gang mit der Härte zeigt. Da die zur Messung gelangenden Ionen aber zum größten Teil in der Kammerwand entstehen, ist deren Form und Material von großer Bedeutung. Für Dosismessungen an der Phantomoberfläche ist wohl die kürzlich von Failla (18) angegebene Extrapolationskammer am zuverlässigsten, die mehrere den üblichen Kleinkammern anhaftende Fehlerquellen vermeidet. Für Tiefendosismessungen ist man jedoch auf die allseitig geschlossenen Kleinkammern angewiesen. Nach Fricke und Glasser (2) genügt es, wenn die Wand aus „luftäquivalentem" Material besteht, d. h. eine nach der Formel

$$N_{eff} = \sqrt[3]{\frac{\Sigma a_i N_i^4}{\Sigma a_i N_i}}$$

N_i = Atomnummern
a_i = Anzahl der Atome/ccm

berechnete effektive Ordnungszahl hat, die mit der der Luft übereinstimmt, nämlich 7,69. Nach Meyer (13) ist nicht die genaue Übereinstimmung der so berechneten effektiven Ordnungszahlen ausschlaggebend, sondern es muß pro Volumeneinheit des Kammermaterials eine bestimmte Anzahl von Elektronen vorhanden sein; außerdem wäre das Verhältnis von Kammeroberfläche zu Kammervolumen von Bedeutung. Schließlich wird natürlich die Dicke und das Material des Kammerstiels sowie der Innenelektrode von Einfluß auf die Wellenlängenabhängigkeit sein. Alle diese Einflüsse sind weitgehend untersucht worden, doch ist ihr Zusammenwirken schwer zu überblicken, sodaß man in jedem Fall zunächst die Angaben der Kleinkammer mit denen einer härteunabhängigen Ionisationskammer, also etwa dem Küstnerschen Eichstandgerät, vergleichen muß.

Für die Zwecke dieser Arbeit wurde eine wellenlängenunabhängige Kleinkammer folgendermaßen hergestellt: Unter Benutzung der Formel für N_{eff} (S. 8) wurde abgeschätzt, bei welchem Mischungsverhältnis von C, Si und Zelluloid sich eine effektive Ordnungszahl von etwa 7,69 (Luftäquivalenz) ergibt. Dieses Gemisch wurde in Aceton gelöst und als dickflüssige Masse auf eine Paraffinkugel aufgetragen, die mit einem Glasstiel von der Dicke des später dafür einzusetzenden Kammerstiels gehalten wurde. Nach der Verdampfung des Acetons wurde der Glasstiel entfernt und das Paraffin in einem Wasserbad von etwa 50° C ausgeschmolzen. Durch den Bau mehrerer solcher Kammern von verschiedener Größe wurde zunächst festgestellt, daß der Kammerdurchmesser zweckmäßig nicht kleiner als 2 cm gewählt werden durfte, damit die Empfindlichkeit nicht zu klein wurde. Die so hergestellten Kammern wiesen aber, zum Teil schon deshalb, weil die chemische Zusammensetzung des Zelluloids nur abgeschätzt werden konnte, einen Gang mit der Härte auf. Es wurde daher jetzt unter Beibehaltung aller anderen an der Wellenlängenabhängigkeit beteiligten Faktoren — wie Kammerstiel, Stiftelektrode, Kammerdurchmesser — das Mischungsverhältnis von C, Si und Zelluloid stufenweise abgeändert und alle mit den verschiedenen Mischungen hergestellten Kammern wurden auf ihre Wellenlängenabhängigkeit untersucht. Auf diese Weise wurde schließlich eine Kammer gefunden, die bis zu 30 kV ungefiltert herunter bei einem bestimmten Spannungsabfall an einer wellenlängenunabhängigen Faßkammer stets die gleiche Aufladung ihrer Innenelektrode zeigte, abgesehen von einer zugelassenen Streuung der Beobachtungswerte um etwa 1%.

Die Kammer wurde zwar nachher bei den Messungen im Wasserphantom mit einer dünnen Schicht Paraffin umgeben, um sie vollkommen wasserdicht zu machen, doch darf man den dünnen Paraffinmantel ohne großen Fehler als Wasseräquivalent ansehen.

Die Kammer war befestigt an einem 9 cm langen, außen graphitierten Trolitulstiel von 0,9 cm ⌀, der in seiner Längsachse als

zweite Elektrode eine Graphitmine enthielt. Diese ragte über den Stiel bis zur Mitte der Kammer hinaus. Der Stiel erhielt in 6 cm Entfernung von der Kammer einen Metallring, der mit der äußeren Graphitschicht engen Kontakt hatte und der die zur Ionisationsmessung notwendige Sättigungsspannung aufnahm. Oberhalb dieses Metallringes bis zum Anschluß an den Arm des Elektrometergehäuses war keine Graphitbelegung des Trolitulstiels mehr vorhanden.

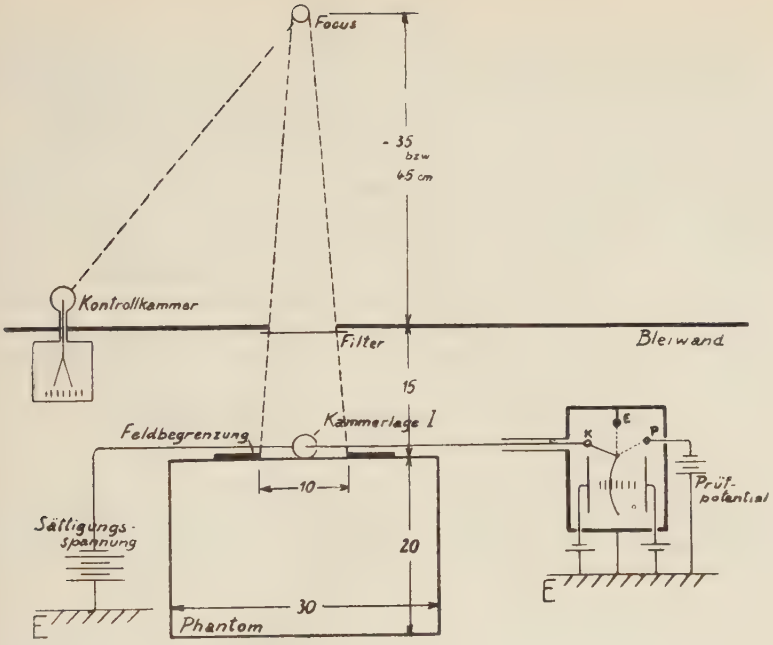
Wegen der durch den Stiel bewirkten Asymmetrie zeigte die Kammer einen Richtungseffekt, der in sehr ungünstiger Stellung der Kammer, d. h. wenn der Stiel z. B. mit der Zentralstrahlrichtung einen Winkel von 10° bildete und damit fast die ganze Primärstrahlung abschirmte, die Empfindlichkeit der Kammer um etwa 35% herabsetzte. Befand sich der Stiel jedoch außerhalb eines um den Zentralstrahl beschriebenen Kegels mit dem Öffnungswinkel 60°, so hatte die Kammer eine praktisch konstante Empfindlichkeit.

Die Versuchsbedingungen.

Die Messungen wurden mit einer Stabilivoltanlage und einer strahlungsgekühlten Therapieröhre mit Wolfram-Antikathode durchgeführt. Um Spannungen unter 70 kV zu erzeugen, wurde ein Transformator benutzt, der die primäre Wechselspannung auf die Hälfte herabsetzte. Das Voltmeter im Primärkreis wurde mit einer Kugelfunkenstrecke auf die an der Röhre liegende Hochspannung geeicht. Um Spannungsschwankungen an der Röhre ständig kontrollieren zu können, wurde anfangs ein statisches Voltmeter nach Starke-Schröder benutzt. Im Laufe der Arbeit erwies es sich als zweckmäßig, langzeitige Spannungsschwankungen dadurch zu berücksichtigen, daß während der Ionisationsmessungen gleichzeitig der Spannungsabfall an einer zweiten, von den übrigen Versuchsbedingungen unabhängig aufgestellten Kammer (Figur 1) beobachtet und die Meßergebnisse auf gleiche Ablaufzeiten bei dieser zweiten Kammer bezogen wurden.

Der Zelluloidbehälter des Wasserphantoms war mit seiner Breitseite (20.30 cm^2) der Strahlung zugewandt. Auf seiner Vorderwand war die Feldbegrenzung in Form von 4 mm starken Bleirändern angebracht. Die Feldgröße betrug immer 10.10 cm^2. Das Phantom befand sich 15 cm entfernt von der Öffnung in der Bleiwand, die die Röhrenanlage vom Beobachtungsraum trennt. Die Größe dieser Öffnung, in der sich die jeweils benutzten Filter befanden, entsprach der Feldgröße. Der FH-Abstand betrug 50 cm bei der Meßreihe 30—100 kV und 60 cm bei der Meßreihe 100—180 kV.

Der Kammerstiel wurde von oben her in das Wasserphantom eingeführt, sodaß der Stiel senkrecht zur Strahlrichtung stand. Die Kammer befand sich in der Achse des bestrahlten Feldes und im



Figur 1. Versuchsanordnung.

Zentralstrahl der Röntgenstrahlung. Als Oberflächenlage, auf die sich die am Schluß der Arbeit angegebenen prozentualen Tiefendosiswerte beziehen, wurde die sog. Kammerlage I gewählt, d. h. die Kammer berührte die Phantomwand von außen. Diese Lage ist für die Praxis am zweckmäßigsten, da auf diese Weise auch die Oberflächenwirkungsdosis am biologischen Objekt gemessen werden kann. Allerdings sind für die Kammerlage I die prozentualen Tiefendosen vom Kammerdurchmesser abhängig; es wäre deshalb eine Vereinheitlichung anzustreben. Die Dicke der Zelluloidwand des Phantoms — 2 mm — wurde zur Wassertiefe hinzugerechnet.

Die Graphitinnenelektrode der Kammer war durch den Stiel und durch ein etwa 70 cm langes mit Kolophonium gefülltes Metallrohr mit einem W u l f 'schen Einfadenelektrometer verbunden, das in einem allseitig — bis auf die Drahtzuführungsstellen und das Beobachtungsmikroskop — mit Bleiplatten geschützten Gehäuse untergebracht war. Es konnte also nur die ionisierende Wirkung innerhalb des Kammervolumens zur Beobachtung kommen.

Zur Erzeugung der Sättigungsspannung für den Ionentransport stand ein Gleichrichter zur Verfügung, der Spannungen bis zu — 3300 V lieferte. Bei — 1100 V war jedoch der Sättigungsstrom in allen Fällen erreicht.

Meßmethodik.

Die Messung der Ionisationswirkung der Röntgenstrahlen geschah durch Beobachtung der Zeiten, in denen der anfänglich geerdete Elektrometerfaden eine bestimmte Potentialerhöhung der Innenelektrode anzeigte. Die Empfindlichkeit des Elektrometers wurde so gewählt, daß die Streuung der im allgemeinen 10 mal gemessenen Werte möglichst klein war. Das war der Fall, wenn die Auflaufzeiten etwa zwischen 10 und 60 Sekunden lagen. Bei der größten Empfindlichkeit, die benötigt wurde, nämlich 1/3 V pro Skalenteil, betrug die Streuung etwa 3%. Es erwies sich als sehr vorteilhaft, die Auflaufzeiten nicht für einen beim Potential 0 beginnenden Bereich zu bestimmen, sondern den Faden erst etwas „einlaufen" zu lassen und die Zeiten beim Passieren der Teilstriche 5 und 15 zu stoppen.

Zur Gewinnung der prozentualen Tiefendosen in Abhängigkeit von HWS und h wurden 2 Meßreihen durchgeführt:

I. Zunächst wurden an einem schmal ausgeblendeten Strahlenbündel und ohne Phantom bei 30, 40, 60, 80 und 100 kV die Schwächungskurven in Al, bei 100, 120, 140, 160 und 180 kV die Schwächungskurven in Cu aufgenommen. Die Meßwerte wurden in ein Koordinatennetz mit semilogarithmischem Raster — die logarithmische Einteilung für die Intensitäten — eingetragen. Aus diesen Schwächungskurven wurde für die verschiedenen Filterdicken die HWS und der Homogenitätsgrad h abgelesen (Fig. 2 und 3). Zu diesem Zweck wurden auf einer Glasplatte 3 äquidistante Geraden eingeritzt und zwar in solchen Entfernungen, daß beim Auflegen der Platte auf das logarithmische Raster die 3 Linien bzw. die Ordinaten I, I/2, I/4 anzeigten. Durch Parallelverschiebung der Glasplatte konnte für jede Filterdicke sofort HWS_1 und HWS_2 abgelesen werden.

II. Die zweite Meßreihe bestand in der Messung der Strahlungsintensitäten am Phantom unter den oben (S. 10 u. 11) angegebenen Bedingungen. Die folgende Tabelle enthält die Werte bzw. den Bereich der veränderlichen Größen:

Spannung	30	40	60	80	100	kV
Filter			0—12			mm Al
Tiefe			Oberfläche, 1, 2, 3, 4, 5			cm
Spannung	100	120	140	160	180	kV
Filter			0,1—3			mm Cu
Tiefe			Oberfläche, 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15			cm

Die maximale Filterdicke war jeweils so gewählt, daß bei allen Spannungen noch der Homogenitätsgrad h = 1,2 erfaßt wurde. Die Anzahl der verschiedenen Filterdicken betrug durchschnittlich 10.

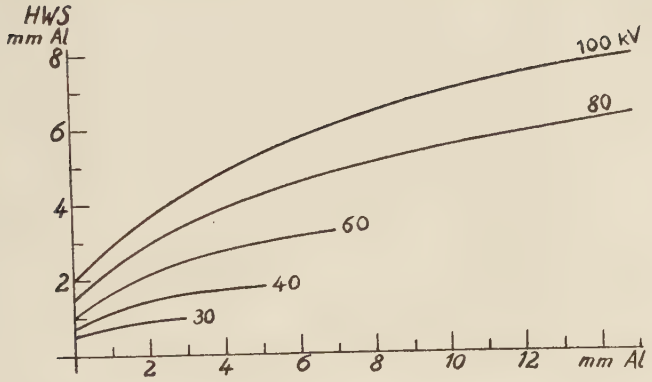


Fig. 2a. Al-HWS bei Oberflächentherapiestrahlungen.

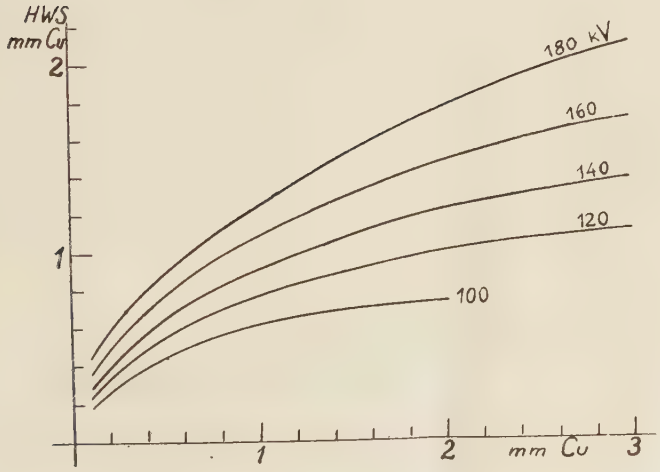


Fig. 2b. Cu-HWS bei Tiefentherapiestrahlungen.

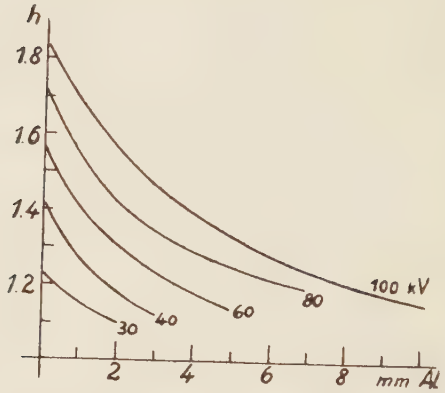


Fig. 3a. Homogenitätsgrad bei Oberflächentherapiestrahlungen.

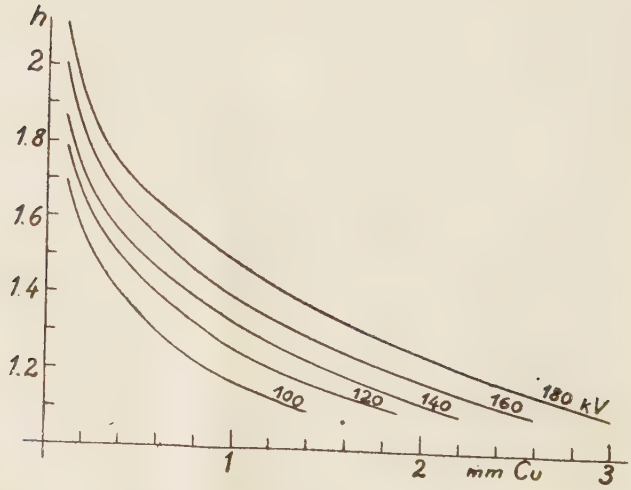


Fig. 3b. Homogenitätsgrad bei Tiefentherapiestrahlungen.

Alle Meßwerte wurden zunächst auf dieselbe Röntgenröhrenstromstärke und die gleiche Empfindlichkeit des Elektrometers umgerechnet und dann in Abhängigkeit von der Filterdicke für jedes Wertepaar von Spannung und Tiefe wieder in ein Koordinatennetz mit semilogarithmischem Raster eingetragen. Die Schwächungskurven ähneln den beim schmal ausgeblendeten Strahlenbündel ohne Phantom aufgenommenen. Sie sind anfänglich konkav gekrümmt und gehen für größere Filterdicken allmählich in gerade Linien über.

Aus diesen Kurven wurden für jede Spannung, jede Tiefe und verschiedene Filterdicken die Tiefenintensitäten in Prozenten der zugehörigen Oberflächenintensität (Kammerlage I) bestimmt und die so erhaltenen prozentualen Tiefendosen für verschiedene Wertepaare von Spannung und Filterdicke als Parameter in Abhängigkeit von der Tiefe in einem Koordinatennetz mit linearem Raster dargestellt. Der Kammerlage I wurde dem Kammerradius 1 cm entsprechend die Tiefe — 1 zugeschrieben. Die Kurven zeigen besonders bei höheren Spannungen zunächst wegen der zusätzlichen Streuung vom Phantom einen Anstieg über 100 hinaus, fallen dann langsam, später schneller und in großen Tiefen wieder langsamer ab. Bei niedrigen Spannungen spielt die Streuung keine so große Rolle mehr, daher tritt der Anstieg der Kurven über 100 dort nicht mehr auf.

Danach wurden für jedes Wertepaar von Spannung und Tiefe die prozentualen Tiefendosen in Abhängigkeit von der Filterdicke dargestellt. In diesen Kurven wurden diejenigen Punkte markiert, die nach Fig. 3 den Homogenitätsgraden 1,1, 1,2, ..., 1,8 entsprachen. Fig. 2 wurden die Halbwertschichten entnommen, die den dazu gehörigen Filterdicken zukamen.

Die so markierten Tiefendosiswerte wurden in ein Koordinatennetz mit HWS als Abszissenmaßstab eingetragen. Für jede Tiefe wurden die Punkte, die zum gleichen Homogenitätsgrad gehörten, durch glatte Kurven verbunden. Aus diesen Kurven (Fig. 4) wurden die am Schluß der Arbeit tabellierten Werte abgelesen.

Meßergebnisse.

Die Tiefendosiskurven aller Homogenitätsgrade beginnen für HWS = 0 selbstverständlich bei 0, steigen zunächst sehr steil, für größere Halbwertschichten immer flacher an und streben gegen einen von der Wassertiefe abhängigen Endwert.

Besonders bei den Oberflächentherapiestrahlungen (Fig. 4) zeigt sich deutlich, daß sich die Tiefendosiskurven für jede Tiefe bei einer gewissen HWS schneiden. Auch bei den Tiefentherapiestrahlungen ist dieser Schnittpunkt vorhanden, doch liegt er hier jedesmal bei so niedriger HWS, daß er erst bei 10 und 15 cm Tiefe in den Meßbereich (0,25—2 mm Cu-HWS) fällt. Wegen der Streuung der Meßwerte ist er hier nicht mit der gleichen Sicherheit zu

Fig. 4. Prozentuale Tiefendosen im Zentralstrahl (bezogen auf Kammerlage I).

erkennen, wie bei den Oberflächentherapiestrahlungen. In 15 cm Tiefe liegt er bei etwa 0,4 mm Cu-HWS.

Die Tiefendosiskurven der verschiedenen Homogenitätsgrade schneiden sich derart, daß bei Strahlungen kleiner HWS die Tiefendosis umso höher ist, je heterogener die Strahlung ist und daß bei härteren Strahlungen die homogenere Strahlung die größere Tiefenausbeute liefert. Die Schnittpunktsabszisse ist proportional der Tiefe.

Die Tatsache, daß Strahlungen verschiedensten Homogenitätsgrades, aber gleicher HWS, in einer gewissen Wassertiefe die gleiche Tiefendosis erzeugen, läßt sich für den Fall eines kleinen Feldes rechnerisch bestätigen:

Es seien $f(\lambda,h)$ die spektralen Intensitätsverteilungen von Röntgenstrahlungen, die alle in Cu die gleiche HWS x, aber den veränderlichen Homogenitätsgrad h haben. Die Spannungen und Filter, durch die diese Strahlungen erzeugt werden, sind nach dem Qualitätsdiagramm von Holthusen (7) eindeutig durch x und h bestimmt. Wir dürfen

$$\int f(\lambda,h)\, d\lambda = 100$$

voraussetzen, denn diese Normierung kann erreicht werden durch passende Wahl der Stromstärke, die ja nur eine Streckung der spektralen Energieverteilungskurven bewirkt und keinen Einfluß auf die Strahlenqualität hat. Ist $\mu_1 = a_1\lambda^3 + b_1$ der Schwächungskoeffizient für Cu und $\mu_2 = a_2\lambda^3 + b_2$ derjenige für H_2O, so ist nach unserer Voraussetzung für alle h:

$$\int f(\lambda,h)\, e^{-(a_1\lambda^3 + b_1)\,x}\, d\lambda = {}^1/_2 \int f(\lambda,h)\, d\lambda = 50.$$

Die Schwächungskurven in H_2O haben folgenden Verlauf:

$$J(d,h) = \int f(\lambda,h)\, e^{-(a_2\lambda^3 + b_2)\,d}\, d\lambda$$

$$= e^{-b_2 d} \int f(\lambda,h)\, e^{-a_2 \cdot d \cdot \lambda^3}\, d\lambda$$

$$= e^{-b_2 d} \int f(\lambda,h)\, e^{-a_1 x \cdot \lambda^3}\, e^{(a_1 x - a_2 d)\lambda^3}\, d\lambda.$$

Hierauf wenden wir den Mittelwertsatz der Integralrechnung an. Danach gibt es für jedes Wertepaar von d und h eine (in diesem Fall immer positive) Zahl ξ derart, daß

$$J(d,h) = e^{-b_2 d}\, e^{(a_1 x - a_2 d)\,\xi^3(d,h)} \int f(\lambda,h)\, e^{-a_1 x \lambda^3}\, d\lambda$$

$$= e^{b_1 x - b_2 d}\, e^{(a_1 x - a_2 d)\,\xi^3(d,h)} \int f(\lambda,h)\, e^{-(a_1\lambda^3 + b_1)\,x}\, d\lambda$$

$$= 50\, e^{b_1 x - b_2 d}\, e^{(a_1 x - a_2 d)\,\xi^3(d,h)}.$$

Setzen wir noch voraus, daß J(d,h) einmal partiell nach h differenzierbar ist, was wegen der Stetigkeit aller im Qualitätsdiagramm

vorkommenden Beziehungen berechtigt erscheint, so erhalten wir als notwendige und hinreichende Bedingung dafür, daß J für eine gewisse Tiefe d = y von h unabhängig ist

$$\frac{\partial J(y,h)}{\partial h} = J(y,h) \cdot (a_1 x - a_2 y) \cdot 3\,\xi^2(d,h)\,\frac{\partial \xi}{\partial h} = 0.$$

Diese Bedingung ist erfüllt, wenn $a_1 x - a_2 y = 0$, also

$$y = \frac{a_1}{a_2} x$$

ist. Damit haben wir gezeigt: Strahlungen gleicher HWS x in Cu aber von verschiedenem Homogenitätsgrad werden durch H_2O in der Tiefe $y = \frac{a_1}{a_2} x$ auf den gleichen Bruchteil a der Oberflächenintensität geschwächt.

Der Verlauf der Schwächungskurven in H_2O ist nun ähnlich demjenigen in Cu. Wir betrachten dazu speziell 2 Strahlungen A und B (Fig. 5), die bzw. die Homogenitätsgrade h = 1 und h = 2 bei gleicher Cu-HWS x haben mögen. Beim Durchgang durch Wasser ist ihre Intensität in der Tiefe $y = \frac{a_1}{a_2} x$ auf den-

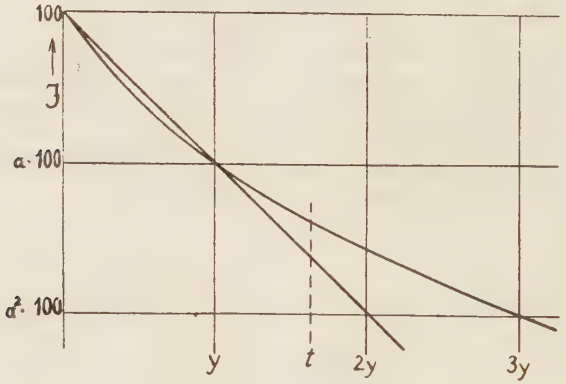


Fig. 5.

selben Bruchteil a der Oberflächendosis gesunken. Wegen der Voraussetzungen über die Homogenitätsgrade wird aber die Intensität der Strahlung A in der Tiefe 2y auf den Bruchteil a^2 der Oberflächenintensität, die Intensität der Srahlung B dagegen erst in der Tiefe 3y auf denselben Bruchteil a^2 gesunken sein. Es ergibt sich der in Fig. 5 angedeutete Verlauf der Schwächungskurven. Betrachten wir nun eine bestimmte Wassertiefe t, so wird für $y > t$, also $x > \frac{a_2}{a_1} t$, die homogenere und für $y < t$, also $x < \frac{a_2}{a_1} t$ die inhomogenere Strahlung die größere Tiefendosis liefern.

Die in dieser Arbeit gemessenen Halbwertschichten gleicher Tiefendosis bei veränderlichem h sind für die verschiedenen Tiefen in der folgenden Tabelle mit den von Jacobi und Liechti (8) gemessenen und mit berechneten Werten verglichen:

Tiefe (H_2O)	1	2	3	4	5	10	15	cm
Al-HWS								
gem.	0,9	1,9	2,9	3,6	4,8			
ber.	1,1	2,3	3,4	4,6	5,7 [1]			
	0,6	1,3	1,9	2,6	3,2 [2]			
Cu-HWS								
gem.						0,29	0,41	
Jacobi-Liechti:					0,16	0,33	0,46	(14 cm)
ber.						0,33	0,50 [3]	
						0,31	0,46 [4]	

[1]) mit α_1/ϱ (Al) = 14,45 nach Richtmyer und $a_2 = 4{,}45$ nach Olson
[2]) „ „ (Al) = 14,45 „ „ „ $a_2 = 2.5$ „ Küstner
[3]) „ α_1/ϱ (Cu) = 150 „ Hull u. Rice „ $a_2 = 4{,}45$ „ Olson
[4]) „ „ (Cu) = 162 „ Richtmyer „ $a_2 = 4{,}45$ „ „

Will man aus den gemessenen Werten einen Rückschluß auf den Absorptionskoeffizienten für H_2O ziehen, bei dem sich erhebliche Unterschiede in den bisherigen Messungen zeigen (es beträgt z. B. der oben mit a_2 bezeichnete Koeffizient bei Küstner (10) 2,5, bei Olson- Dershem-Storch (16) 4,45, während nach Richtmyer und Grant (19) das λ^3-Gesetz für Wasser überhaupt nicht gelten soll), so beträgt unter Benutzung des mit guter Übereinstimmung vielfach gefundenen Wertes für den Al-Absorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho} = 14{,}45\ \lambda^3$ und unter Voraussetzung der Gültigkeit des λ^3-Gesetzes der hier berechnete Wert für den H_2O-Absorptionskoeffizienten etwa $\mu = 4\ \lambda^3$. Ungefähr derselbe Wert würde sich bei Vergleich mit den ziemlich gut übereinstimmenden Werten für den Cu-Absorptionskoeffizienten ergeben. Da allerdings die hier durchgeführten Rechnungen zunächst nur für ein kleines Feld gelten, so kann der auf diese Weise erschlossene Wert für den H_2O-Absorptionskoeffizienten nicht irgendeinen auf direktem Wege gemessenen Wert bestätigen oder verwerfen. Wie nämlich die bisher vernachlässigte Rückstreuung bei großem Feld die obigen Rechnungen modifiziert, ist mathematisch wohl ebensoschwer zu erfassen, wie die Berechnung der Tiefendosiswerte überhaupt. Beachtenswert ist, daß Jacobi und Liechti (9) ähnliche Ergebnisse (s. obige Tabelle) gefunden haben bei einer Feldgröße von 235 cm^2.

Meßgenauigkeit.

Bei der Beurteilung der Fehlermöglichkeiten ist zu unterscheiden zwischen der Genauigkeit der absoluten Tiefendosiswerte und der Genauigkeit, mit der die Tiefendosisdifferenzen für Strahlungen gleicher HWS festgestellt werden können.

Im wesentlichen kommen folgende Fehlerquellen in Betracht:

Hochspannungsmessung	5%
Filterdickenmessung	1%

Dosismessung 1%.

Diese Fehler pflanzen sich in folgender Weise fort:

Halbwertschicht	2% (2 Filter)
Homogenitätsgrad	4% (2 HWS)
proz. Tiefendosis	2% (2 Dosismessungen).

Betrachten wir z. B. die prozentuale Tiefendosis einer Strahlung mit 0,7 mm Cu-HWS in der Tiefe 10 cm, so würde ein Fehler von 5% in der Hochspannungsmessung einen Fehler von etwa 6% in der HWS bedingen, die damit insgesamt einen Fehler von 8% aufweisen würde. Dadurch würde die Tiefendosis mit einem Fehler von 2% behaftet. Für härtere Strahlen fällt dieser Fehler geringer, für weichere Strahlen dagegen, dem steileren Anstieg der TD-Kurven entsprechend, höher aus. Hinzu kommt jedesmal durch zweimalige Dosismessung (Oberflächen- und Tiefendosis) ein mittlerer Fehler von 2%.

Die Tiefendosisdifferenzen bei Strahlungen gleicher HWS, aber verschiedenem Homogenitätsgrad, sind mit einem viel größeren Fehler behaftet, da sie fast von der Größenordnung der Streuung der Tiefendosismessungen sind. So beträgt z. B. bei den Strahlungen mit der HWS 0,7 mm Cu und den Homogenitätsgraden h = 1,2 und h = 1,8 der Unterschied ihrer prozentualen Tiefendosen in der Tiefe 10 cm etwa 12,5%. Nun haben aber die beiden h-Werte einen mittleren Fehler von je 4% und außerdem die beiden Tiefendosiswerte einen mittleren Fehler von je 2%. Daher kann zunächst nur ausgesagt werden, daß in dem betrachteten Fall die Tiefendosisdifferenz $12{,}5 \pm (\frac{8 \cdot 12{,}5}{100} + 4) = 12{,}5 \pm 5\%$ beträgt. Da jedoch in dieser Arbeit mit 5 Spannungen gemessen wurde, standen bei fester HWS 4 voneinander unabhängige Tiefendosisdifferenzen zur Verfügung, wodurch sich das Gewicht der aus den Tabellen ersichtlichen Differenzwerte verdoppelt. Vorausgesetzt ist dabei allerdings, daß Spannungsschwankungen und fehlerhafte Tiefeneinstellung der Kammer vermieden sind (1 mm Veränderung in der Tiefe bedingen 2% Fehler in der TD). Außer den Serienmessungen wurden daher in einigen Fällen TD-Messungen an Strahlungen gleicher HWS, aber sehr verschiedenem Homogenitätsgrad unmittelbar hintereinander ausgeführt, sodaß dieselbe Tiefeneinstellung der Kammer gewährleistet war; ein 2. Beobachter sorgte gleichzeitig für Konstanthaltung der Hochspannung und der Röhrenstromstärke. Damit kann in dem betrachteten Fall die TD-Differenz mit etwa $12{,}5 \pm 3\%$ angegeben werden.

Vergleich der Meßergebnisse mit den Grebe-Nitzge-Tabellen.

Die früheren Tiefendosismessungen, aus denen die Werte der G.-N.-Tabellen hervorgegangen sind, waren meistens auf die Kammerlage II (halb eingetaucht) bezogen. Hierauf müssen also

zunächst die in dieser Arbeit für die Kammerlage I gefundenen Werte umgerechnet werden. Da gerade zwischen den Tiefen „—1“ (Kammerlage I) und 1 die Intensität der Tiefentherapiestrahlungen zunächst wächst, um dann wieder abzufallen, würde die lineare Interpolation in diesem Bereich für die Tiefe 0 (Kammerlage II) einen von der Wirklichkeit stark abweichenden Wert ergeben; das Maximum des Intensitätsverlaufs käme nämlich garnicht zum Ausdruck. Deshalb wurde der auf Messungen bei der Kammerlage II beruhende Intensitätsverlauf für Strahlungen verschiedener Härte zum Vergleich herangezogen. Bei Holthusen (6) finden sich solche Kurven für Strahlungen verschiedener prozentualer Tiefendosis in 10 cm Wassertiefe. Mit Hilfe der ebenda tabellierten Beziehungen zwischen prozentualer Tiefendosis und Cu-HWS läßt sich aus diesen Kurven für jede Cu-HWS x der Quotient d(x) der Intensitäten in den Tiefen 1 und 0 entnehmen. Die Tabellen dieser Arbeit ergeben bei der gleichen Cu-HWS x für die verschiedenen Homogenitätsgrade die Quotienten $d_1(x)$, $d_2(x)$, ... der Intensitäten in den Tiefen 1 und „—1“. Den nicht gemessenen Dosen bei der Kammerlage II sind daher die prozentualen Werte

$$\frac{d_1(x)}{d(x)} \cdot 100, \quad \frac{d_2(x)}{d(x)} \cdot 100, \ldots$$

zuzuordnen. Die mit

$$\frac{d(x)}{d_1(x)}, \quad \frac{d(x)}{d_2(x)}, \ldots$$

multiplizierten Tabellenwerte dieser Arbeit können mit den Werten der G.-N.-Tabellen verglichen werden.

Da die G.-N.-Tabellen unter Berücksichtigung aller früheren Tiefendosismessungen ermittelt worden sind, wäre zu erwarten, daß sie etwa einem mittleren Homogenitätsgrad entsprechen oder daß ihre Werte zumindest für jede Tiefe in das von h = 1,2 bis h = 1,8 reichende Büschel hineinfallen würden. Es zeigt sich jedoch, daß diese Erwartung nur für die Tiefen 2 bis ca. 9 cm zutrifft, daß aber in der Tiefe 1 und in den Tiefen 10 und 15 cm niedrigere Tiedendosen gemessen wurden. Abgesehen von der Diskrepanz bei der Tiefe 1, die natürlich für die Belastbarkeit der oberen durchstrahlten Gewebsschichten von Bedeutung ist, die man aber wohl auf den in Oberflächennähe besonders großen und schlecht zu übersehenden „Verschleierungseffekt“ zurückführen darf, kann man sagen, daß die in den G.-N.-Tabellen angegebenen prozentualen Tiefendosen in geringen Tiefen ziemlich heterogenen und in größeren Tiefen immer homogeneren Strahlungen entsprechen. Die Abweichungen in den Tiefen 10 und 15 cm lassen sich zum Teil dadurch erklären, daß in größeren Tiefen sicher die Lage der Feldbegrenzung eine Rolle spielt. In der vorliegenden Arbeit war die Strahlung durch die phantomständige Feldbegrenzung und die der Feldgröße entsprechende Filteröffnung in der Bleiwand scharf abgegrenzt. Dabei müssen sich kleinere Tiefendosen ergeben, als wenn die Feldbegrenzung in größerer Entfernung vom Phantom

angebracht ist, wodurch in größeren Tiefen der Rand des bestrahlten Bereichs „verschwommen“ und damit der „Rückstreuungsbereich“ größer wird.

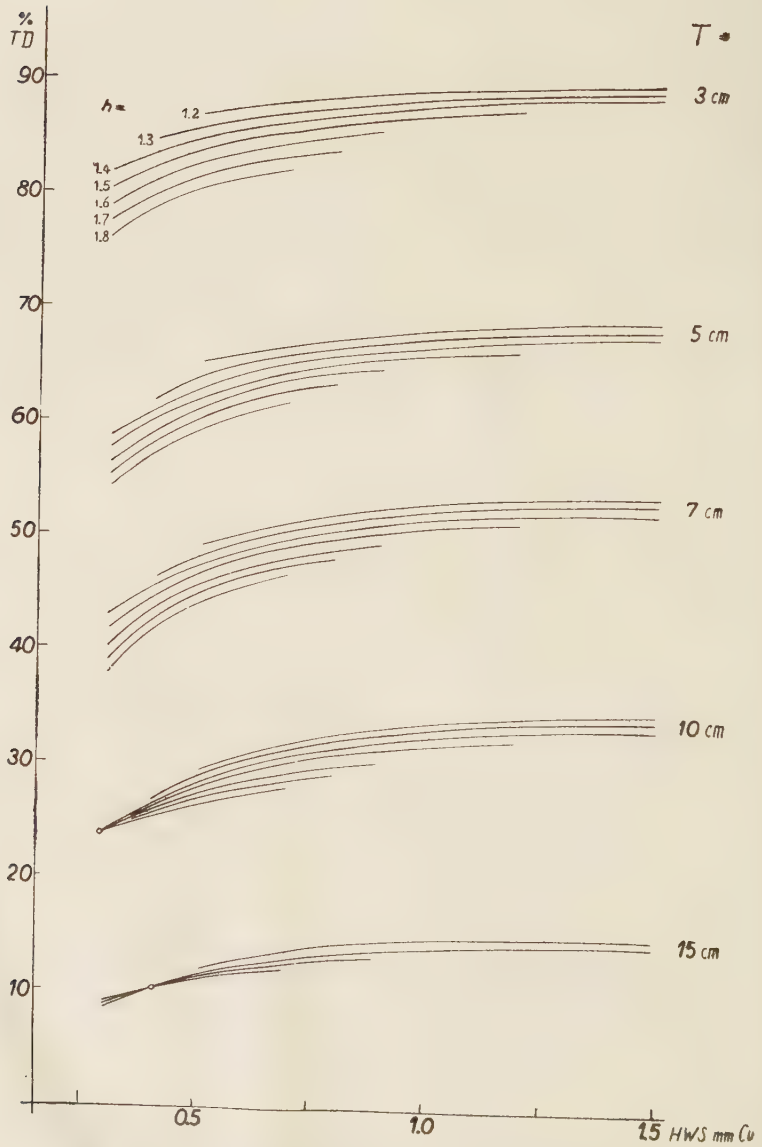


Fig. 6. Prozentuale Tiefendosen im Zentralstrahl (bezogen auf Kammerlage I)

Zusammenfassung.

Es werden prozentuale Tiefendosen im Wasserphantom an Röntgenstrahlen von 30—180 kV gemessen. Die Strahlenqualität wird durch die Al-HWS (bei 30—100 kV) bzw. die Cu-HWS (bei 100—180 kV) und den Homogenitätsgrad h beschrieben.

Zu jeder Tiefe gibt es eine bestimmte HWS, bei der Strahlungen aller Homogenitätsgrade dieselbe Tiefendosis liefern. Bei größeren Halbwertschichten liefert die homogenere Strahlung die größere Tiefendosis — dieser Fall liegt bei Tiefentherapiestrahlungen fast immer vor —, bei kleineren Halbwertschichten dagegen, wie sie in der Oberflächentherapie von Bedeutung sind, die inhomogenere.

Die Unterschiede in den Tiefendosen bei Röntgenstrahlungen gleicher HWS wachsen mit der Tiefe innerhalb des hier gemessenen Homogenitätsbereichs bis zu etwa 12,5%.

Herrn Prof. Dr. Grebe spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stets förderndes Interesse meinen herzlichsten Dank aus. Ebenfalls bin ich Herrn Prof. Dr. Schmitz für viele Ratschläge zu größtem Dank verpflichtet.

Tiefe	h = HWS mm Al	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7
1 cm	1	86,7	86,5	86,4	86,2*)	86,0*)	85,9*)
	1,5	91,1	90,6	90,1	89,9	89,7*)	89,3*)
	2	93,6	93,1	92,6	92,1	91,8	91,4
	2,5	95,5	95,0	94,5	94,0	93,5	93,1
	3	96,9	96,5	96,0	95,4	94,8	
	3,5	98,0	97,6	97,2	96,6	95,9	
	4	99,0	98,7	98,3	97,6		
	4,5	99,8	99,5	99,3			
	5	100,5	100,2	100,0			
	5,5	101,1	100,6				
	6	101,6					
2 cm	1	55,4	57,8	59,7			
	1,5	66,8	67,6	68,2	68,8		
	2	74,3	74,3	74,2	74,2	74,1	74,1
	2,5	79,0	78,5	78,2	77,9	77,7	77,5
	3	82,2	81,5	81,0	80,7	80,5	
	3,5	84,7	83,9	83,4	83,1	83,0	
	4	86,7	85,8	85,4	85,2		
	4,5	88,5	87,4	86,9			
	5	89,8	88,7	88,2			
	5,5	90,8	89,8				
	6	91,5					
3 cm	1	35,1	36,5	38,0			
	1,5	46,9	47,4	48,7	49,8		
	2	55,0	55,7	56,4	56,7	57,0	57,2
	2,5	61,3	61,6	61,8	62,0	62,1	62,2
	3	66,4	66,3	66,2	66,1	66,1	
	3,5	70,6	70,2	69,9	69,6	69,4	
	4	74,0	73,2	72,7	72.4		
	4,5	76,5	75,6	75,0			
	5	78,5	77,5	76,6			
	5,5	80,0	79,0				
	6	81,0					

*) extrapolierte Werte.

	h =	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7
Tiefe	HWS mm Al						
4 cm	1	22,6	24,2	26,0			
	1,5	33,5	35,4	36,5	37,7		
	2	42,3	43,7	44,5	45,2	45,5	45,7
	2,5	49,4	50,2	50,7	51,3	51,5	51,7
	3	55,0	55,4	55,7	56,0	56,3	
	3,5	59,3	59,4	59,4	59,5	59,5	
	4	62,6	62,4	62,2	61,8		
	4,5	65,1	64,6	64,1			
	5	67,1	66,5	65,7			
	5,5	68,6	67,8				
	6	69,8					
5 cm	1	14,1	15,5	17,0			
	1,5	22,4	23,4	24,9	26,6		
	2	29,7	30,5	31,5	33,0	34,5	35,7
	2,5	36,0	36,7	37,5	38,7	39,9	40,7
	3	41,5	42,0	42,5	43,5	44,4	
	3,5	46,1	46,5	46,8	47,5	48,3	
	4	50,1	50,4	50,6	51,0		
	4,5	53,2	53,3	53,5			
	5	56,0	56,0	56,0			
	5,5	58,1	57,9				
	6	59,6					

	h =	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
Tiefe	HWS mm Cu							
3 cm	0,3			81,8	80,4	78,8	77,6	76,0
	0,4		84,6	83,4	82,3	81,0	79,7	78,6
	0,5	86,8	85,6	84,6	83,6	82,5	81,3	80,2
	0,6	87,3	86,3	85,4	84,5	83,4	82,4	81,3
	0,7	87,8	86,9	86,0	85,3	84,2	83,1	82,0
	0,8	88,2	87,4	86,6	85,9	84,9	83,6	
	0,9	88,6	87,8	87,0	86,4	85,4		
	1	88,8	88,1	87,4	86,8			
	1,1	89,0	88,3	87,8	87,1			
	1,2	89,2	88,5	88,0	87,3			
	1,3	89,3	88,7	88,1				
	1,4	89,4	88,8	88,2				
	1,5	89,5	88,9	88,3				

Tiefe	HWS mm Cu	h = 1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
5 cm	0,3			58,5	57,6	56,2	55,2	54,0
	0,4		61,8	60,8	60,0	58,9	58,1	57,0
	0,5	65,1	63,8	62,8	61,9	61,1	60,2	59,1
	0,6	65,8	65,0	64,2	63,4	62,6	61,6	60,6
	0,7	66,5	65,8	65,1	64,4	63,6	62,6	61,6
	0,8	67,1	66,4	65,6	65,0	64,2	63,4	
	0,9	67,6	66,9	66,0	65,4	64,6		
	1	67,9	67,4	66,5	65,7			
	1,1	68,2	67,6	66,8	65,8			
	1,2	68,4	67,8	67,0	66,0			
	1,3	68,6	67,9	67,2				
	1,4	68,7	68,0	67,4				
	1,5	68,8	68,1	67,5				
7 cm	0,3			42,8	41,6	40,0	39,0	37,7
	0,4		46,1	45,4	44,4	43,5	42,5	41,6
	0,5	49,0	48,0	47,2	46,6	45,6	44,8	43,9
	0,6	50,1	49,2	48,6	48,0	47,0	46,3	45,5
	0,7	51,0	50,3	49,6	49,0	47,9	47,2	46,6
	0,8	51,7	51,1	50,3	49,7	48,7	47,9	
	0,9	52,3	51,6	51,0	50,2	49,3		
	1	52,8	52,1	51,4	50,7			
	1,1	53,0	52,4	51,7	51,0			
	1,2	53,3	52,6	51,9	51,1			
	1,3	53,4	52,7	52,0				
	1,4	53,5	52,8	52,0				
	1,5	53,6	52,8	52,1				
10 cm	0,3			24,1	24,0	24,0	24,0	23,9
	0,4		26,7	26,3	26,0	25,8	25,5	25,2
	0,5	29,4	28,8	28,2	27,7	27,2	26,7	26,2
	0,6	30,7	30,2	29,6	29,0	28,4	27,7	27,2
	0,7	31,8	31,2	30,6	30,0	29,2	28,5	27,9
	0,8	32,6	31,9	31,3	30,6	29,7	28,9	
	0,9	33,3	32,4	31,9	31,1	30,1		
	1	33,6	33,0	32,4	31,6			
	1,1	34,0	33,4	32,7	31,9			
	1,2	34,2	33,6	33,0	32,1			
	1,3	34,4	33,8	33,1				
	1,4	34,6	33,9	33,2				
	1,5	34,6	34,0	33,3				

		h = 1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
Tiefe	HWS mm Cu							
15 cm	0,3			8,6	8,7	8,8	8,9	9,1
	0,4		10,2	10,2	10,2	10,2	10,2	10,2
	0,5	11,9	11,7	11,5	11,4	11,3	11,1	11,0
	0,6	13,0	12,7	12,4	12,2	12,0	11,8	11,7
	0,7	13,7	13,3	13,0	12,8	12,6	12,4	12,2
	0,8	14,2	13,8	13,4	13,2	13,0	12,7	
	0,9	14,6	14,2	13,8	13,5	13,2		
	1	14,8	14,4	14,0	13,8			
	1,1	15,0	14,7	14,3	13,9			
	1,2	15,1	14,8	14,4	14,1			
	1,3	15,2	14,9	14,5				
	1,4	15,2	14,9	14,5				
	1,5	15,2	14,9	14,5				

LITERATUR

1. Dorneich: Verteilung der Röntgenstrahlenintensität im Körper. Str. 38, S. 591.
2. Fricke u. Glasser: Eine theoretische und experimentelle Untersuchung der kleinen Ionisationskammer. Fortschr. Röntgenstr. 33, S. 239.
3. Grebe u. Nitzge: Tabellen zur Dosierung der Röntgenstrahlen. Berlin und Wien 1930.
4. Holfelder: Welchen Einfluß übt der FH-Abstand und die Größe, Form und Lage der Blende auf die Intensitätsverteilung im Wasserphantom aus? Str. 16, S. 412.
5. Holthusen: Über die Fiktion der Wirkungsdosis. Str. 62, S. 124.
6. Holthusen u. Braun: Grundlagen und Praxis der Röntgenstrahlendosierung. Leipzig 1933.
7. Holthusen und Gollwitzer: Qualitätsmessung der Röntgenstrahlen in der Tiefentherapie. Str. 26, S. 111.
8. Jacobi u. Liechti: Über Spannung, Filterung, Halbwertschicht, Homogenität und Tiefendosen in der Tiefentherapie. Str. 29, S. 503.
9. — Messungen zur Qualität und Intensität der Streustrahlung. Str. 27, S. 711.
10. Küstner: Sekundäre Strahlen und Streuung der Röntgenstrahlen. Verhandl. d. deutschen R.-Ges. 1923, 3.
11. Lohmann: Neue Versuche zur Verbesserung der Tiefendosistabellen in der Röntgentherapie. Diss. 1938, Würzburg.
12. Matthes: Über die Veränderung der Homogenität und der Tiefendosis einer Röntgenstrahlung gleicher HWS. Diss. 1935, Bonn.
13. Meyer, H. Th.: Über Wellenlängenabhängigkeit kleiner Ionisationskammern. Str. 40, S. 576 u. Str. 41, S. 309.
14. — HWS-Messungen in Aluminium. Str. 38, S. 329.
15. Normenstelle der deutschen Röntgengesellschaft. Str. 62, S. 128.
16. Olson, Dershem, Storch: X-ray absorption coefficients of . . . Phys. Rev. XXI, 1923, S. 30.
17. Quimby u. Arneson: Comparison of water and paraffinphantoms for . . . Am. J. of R. and Rad. Th., 1937, S. 93.
18. Quimby, Marinelli, Farrow: A study of back-scatter. Am. J. of R. and Rad. Th., 1938, S. 799.
19. Richtmyer u. Grant: The mass-absorption coefficients of water . . . Phys. Rev. XV, 1920 S. 547.
20. Trübestein: Die Absorption und Streuung monochromatischer Röntgenstrahlen . . . Str. 60, S. 330.

LEBENSLAUF.

Ich wurde am 23. Juli 1912 als Sohn Helmut des Ingenieurs Bernhard Neerfeld und seiner Ehefrau Clara geb. Eigemann in Herne geboren. Ich bin deutscher Abstammung und evangelischer Konfession.

Nach 4 Volksschuljahren besuchte ich die Oberrealschule in Herne und erhielt dort Ostern 1931 das Reifezeugnis.

Vom S.S. 1931 ab war ich an der Universität Bonn immatrikuliert und hörte zur Vorbereitung auf das höhere Lehramt Vorlesungen in Mathematik, Physik, Chemie und Leibesübungen. Im W.S. 1933/34 und S.S. 1934 studierte ich an der Universität Berlin und kehrte im W.S. 1934/35 nach Bonn zurück. Dort bestand ich im November 1936 das philosophische Staatsexamen. Danach befaßte ich mich hauptsächlich mit der Röntgenphysik und fertigte die vorliegende Arbeit an.

Die mündliche Doktorprüfung fand am 30. November 1938 statt.